

**Institut für Kern- und Teilchenphysik**  
der Westfälischen Wilhelms Universität Münster

# **Optimierung eines XUV-Detektors, für den Einsatz am experimentellen Speicherring, an der GSI**

**Optimization of a XUV detector for use at the  
Experimental Storage Ring at GSI**

von Florian Trittmaack

Erstkorrektor:  
Dr. Volker Hannen  
Fachbereich Physik  
Arbeitsgruppe Prof. Dr. Christian Weinheimer

Zweitkorrektor:  
Apl. Prof. Dr. A. Khoukaz  
Fachbereich Physik  
Arbeitsgruppe Apl. Prof. Dr. A. Khoukaz

Juli 2015

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Motivation</b>	<b>3</b>
<b>4</b>	<b>Theorie</b>	<b>6</b>
<b>5</b>	<b>Aufbau des XUV Detektors</b>	<b>10</b>
5.1	Elektroden-System . . . . .	10
5.2	Magnetische Führung . . . . .	12
5.3	Funktionsweise einer MCP . . . . .	12
5.4	Testaufbau . . . . .	13
5.4.1	Lichtquelle . . . . .	13
5.4.2	Signalverarbeitung im Testaufbau . . . . .	15
5.5	SIMION-Simulationen . . . . .	15
<b>6</b>	<b>Messungen und Auswertung</b>	<b>18</b>
6.1	Untergrund . . . . .	18
6.2	Bestimmung des Kathodenpotentials . . . . .	20
6.3	Optimierung der Magnetfeldstärke . . . . .	21
6.4	Optimierung der Elektrodenpotentiale . . . . .	23
6.5	Magnetfeld . . . . .	28
6.6	Vergleich mit Simulationen bzw. Anregung durch die Simulationen . . . . .	29
<b>7</b>	<b>Fazit</b>	<b>30</b>
<b>8</b>	<b>Ausblick</b>	<b>31</b>
<b>9</b>	<b>Anhang</b>	<b>32</b>

## 1 Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, Florian Trittmaack, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Gedanklich, inhaltlich oder wörtlich Übernommenes habe ich durch Angabe von Herkunft und Text oder Anmerkung belegt bzw. kenntlich gemacht. Dies gilt in gleicher Weise für Bilder, Tabellen, Zeichnungen und Skizzen, die nicht von mir selbst erstellt wurden.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift

## 2 Einleitung

In dieser Arbeit wird ein XUV-Detektor für den Einsatz am Experimentellen Speicherring (ESR) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) getestet und optimiert. Mithilfe dieses Detektors soll die  $^3P_0 - ^3P_1$  Feinstrukturaufspaltung in berylliumähnlichem Krypton  $^{84}\text{Kr}^{32+}$  bestimmt werden.

## 3 Motivation

### Die Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI)

Die GSI betreibt eine in Darmstadt errichtete Beschleunigeranlage, die speziell zur Beschleunigung von Schwerionen konzipiert wurde.

Die Anlage besteht aus einem Linearbeschleuniger (UNILAC), welcher ionisierte Atome der meisten Elemente auf bis zu 20% der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen kann und diese vorbeschleunigten Ionen zu Experimenten oder weiteren Beschleunigern weiterleiten kann. Zudem besitzt der UNILAC einen Stripper-Abschnitt, mit dem sehr elektronenarme Ionen hergestellt und wiederum in Experimenten verwendet werden können. Vom UNILAC können die vorbeschleunigten Ionen in den *SIS18* weitergeleitet werden. Der *SIS18* ist ein Synchrotron mit einem Durchmesser von 216 m, in ihm lassen sich Ionen aller Art auf 90% der Lichtgeschwindigkeit beschleunigen. Von dort aus können die beschleunigten Ionen zum einen zu verschiedenen Experimenten an der GSI geleitet oder in den Speicherring ESR eingespeist werden. Der ESR kann die beschleunigten Ionen auf der benötigten Geschwindigkeit halten und die Strahlqualität durch Elektronenkühlung verbessern. Innerhalb des ESR sind weitere Experimente integriert, unter anderem wird dort auch das Experiment E104 aufgebaut, für das der XUV-Detektor optimiert werden soll.

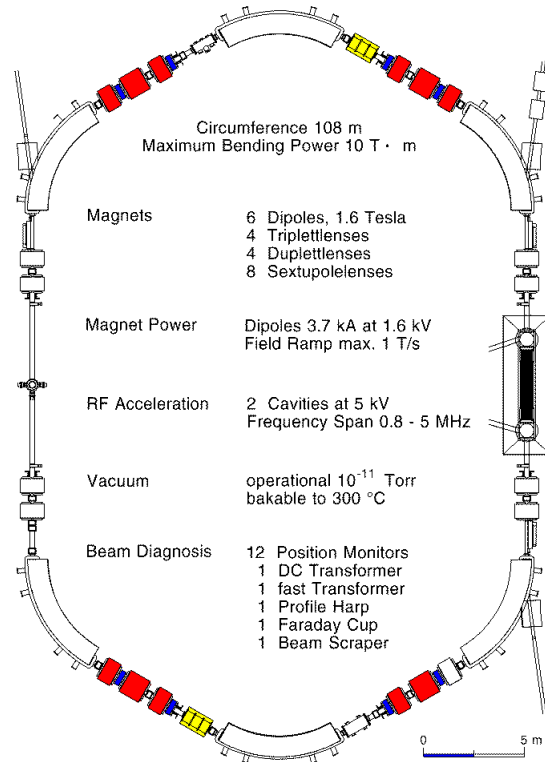


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des ESR an der GSI [1]



Der ESR hat einen Umfang von 108 m und ist wie in Abbildung 1 aufgebaut. Er besitzt eine magnetische Steifigkeit von 10 Tm. Im Inneren herrscht ein Hochvakuum von  $10^{-11}$  mbar, um Stöße der beschleunigten Ionen mit Restgasmolekülen zu vermeiden. Mit Hilfe der sechs Dipolmagnete, die ein Feld von bis zu 1,6 T aufbauen können, werden die Ionen auf ihrer Bahn gehalten. Sechs Quadrupol-Triplets oder -doublets sorgen dafür, dass die Ionen optimal geführt werden und nahe an der angestrebten Ideallinie bleiben. Im ESR können alle beschleunigten Ionen bis Uran ( $Z=92$ ) auf der Geschwindigkeit gehalten, weiter beschleunigt oder abgebremst werden, mit der diese eingespeist wurden. Die maximale Energie von  $U^{+92}$  Ionen liegt bei  $560 \frac{\text{MeV}}{u}$ , welche aber nur selten ausgenutzt wird.

Um die Qualität des Strahls zu erhöhen d.h. die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im Strahl zu minimieren, besitzt der ESR eine Elektronenkühlung, in der durch Stöße zwischen Elektronen mit einer genau bekannten Geschwindigkeit und den gespeicherten Ionen die Breite kontrolliert und gleichzeitig ein Aufheizen des Strahls verhindert wird.

### Das Experiment E104

Der Zerfall des angeregten Zustands  $(1s^2 2s 2p)^3 P_0$  des Be-ähnlichen  $^{84}\text{Kr}^{32+}$ , ist nur über das energetisch höhere liegende  $^3 P_0$ -Niveau möglich und hat daher eine sehr hohe Lebensdauer von ungefähr  $10^7$  s. In dem Experiment 104 am ESR der GSI macht man sich die Tatsache des verbotenen Zwei-Photonen-Zerfalls  $M1E1$  des Zustands zunutze, um den Energieunterschied der Feinstruktur zwischen dem  $^3 P_0$  und dem  $^3 P_1$  Zustand genau zu bestimmen [7]. Die Stripper Sektion des UNILAC an der GSI ist in der Lage, Be-ähnliches Krypton herzustellen und es gibt eine Chance von  $\approx 10\%$ , dass sich die produzierten Be-ähnlichen  $^{84}\text{Kr}^{32+}$  Ionen in dem gewünschten metastabilen  $(1s^2 2s 2p)^3 P_0$  Zustand befinden. Bei einer Menge von ca.  $10^8$  produzierten  $^{84}\text{Kr}^{32+}$  Ionen liegen somit ca.  $10^7$  Ionen im gewünschten Zustand vor und können zum ESR weitergeleitet werden. Da nur der  $(1s^2 2s 2p)^3 P_0$  Zustand eine so hohe Lebensdauer besitzt, regen sich auf dem Weg zum ESR nicht erwünschte angeregte Zustände schnell wieder in den Grundzustand ab. Der metastabile  $^3 P_0$ -Zustand ist für dieses Experiment zudem sehr geeignet, da der Übergang in den  $^3 P_1$ -Zustand beinahe komplett von quantenelektrodynamischen Effekten unberührt bleibt [6]. Der Übergang ist also sehr gut geeignet, um Korrelationseffekte zwischen

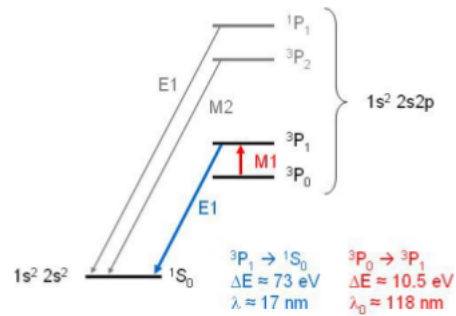


Abbildung 2: M1E1 Übergang [7]

dem Elektronen der Be-ähnlichen Ionen zu untersuchen.

Die Ionen im metastabilen  $^3P_0$ -Zustand können wie oben angedeutet nur über einen Zwei-Photonen Zerfall in den  $^1S_0$ -Grundzustand übergehen. Dies wird ausgenutzt, um die Anregungsenergie vom  $^3P_0$ - in den  $^3P_1$ -Zustand mittels Laserspektroskopie im ESR zu vermessen. Dazu wird mit einem Laser der M1 Übergang von  $^3P_0$ - in den  $^3P_1$ -Zustand angeregt, wie in Abbildung 2 schematisch dargestellt. Da der angeregte  $^3P_1$ -Zustand eine sehr kurze Lebensdauer besitzt, wird der anregende Laserstrahl an der selbe Seite des ESR eingekoppelt, an der auch der Detektor aufgebaut werden soll. Der Laser besitzt eine Wellenlänge von 276 nm mit einer Bandbreite von  $\approx 3$  GHz. Da der Laser allerdings antikollinear zum Ionenstrahl eingeschossen wird, ergibt sich auf Grund des Dopplereffekts im Ruhesystem der Ionen, die bei einer Geschwindigkeit von ca.  $0,69c$  gespeichert sind, eine Wellenlänge von 118 nm. Diese Wellenlänge ist zum Anregen des Übergangs geeignet.

Die angeregten Ionen sind nun in dem kurzlebigen  $^3P_1$ -Zustand und zerfallen in weniger als einer Nanosekunde in den Grundzustand. Die bei diesem Zerfall emittierten Photonen haben eine Energie von 73 eV, werden allerdings auf Grund der hohen Geschwindigkeit der Ionen in Vorwärtsrichtung auf eine Energie von ca. 170 eV dopplerverschoben.

Der in dieser Arbeit betrachtete XUV Detektor soll die in Vorwärtsrichtung abgestrahlten Photonen detektieren. Wenn diese Photonen detektiert werden, lässt sich über die in dem Durchlauf verwendete Laserwellenlänge, der Energieunterschied des Feinstrukturübergangs  $^3P_0 \rightarrow ^3P_1$  des Be-ähnlichen Krypton rekonstruieren [7].

## 4 Theorie

Zur Detektion der Photonen mit dem hier betrachteten Detektor wird ein Verständnis der zugrundeliegenden Physik benötigt. In diesem Fall über den Photoeffekt und die Produktion von Sekundärelektronen.

Der Photoeffekt wurde erstmals 1886 von Heinrich Hertz mithilfe von ultravioletter Licht auf einer Metalloberfläche beobachtet und 1887 von seinem Assistenten Wilhelm Hallwachs mit dem Goldblattelektroskop experimentell bewiesen. Erst 1905 wurde von Albert Einstein eine theoretische Erklärung für den Photoeffekt in seiner Arbeit “Ueber einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt” veröffentlicht.

Der äußere Photoeffekt beschreibt das Herausschlagen eines Elektrons aus einer Halbleiter- oder Metalloberfläche durch ein energiereiches Photon. Das Photon muss dazu eine Energie haben, die groß genug ist, um die Austrittsarbeit der Oberfläche überwinden zu können. Die Energie eines Photons  $E_0$  wird durch die Wellenlänge  $\lambda$  bzw. die Frequenz  $\nu$  bestimmt.

$$E_0 = h\nu$$

Wobei  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum ist.

Photonen mit genügend Energie, die mit einem Elektron wechselwirken, und nicht an ihm streuen, übertragen ihre gesamte Energie an das Elektron. Ein Teil dieser Energie muss dazu aufgewendet werden, die Austrittsarbeit  $W_A$  zu überwinden, die restliche Energie wird auf das herausgeschlagene Elektron übergeben und ist nach dem Stoßprozess dessen kinetische Energie.

$$E_{kin} = E_0 - W_A$$

In diesem Experiment verwendeten Photonen sind sehr kurzweilig und besitzen eine Energie von 170 eV was dazu führt, dass die Photonen erst ein Stück in das bestrahlte Material eindringen und erst dort mit den Elektronen wechselwirken.

Die herausgeschlagenen Primärelektronen stoßen auf dem Weg durch die Kathode mit anderen Elektronen und übertragen einen Teil der Energie auf andere Elektronen, die als Sekundärelektronen aus der Kathodenplatte austreten. Diese können sich nun theoretisch frei im Raum bewegen. In Abbildung 3 ist ein typisches von weichen Röntgenstrahlen angeregtes Photoemissionsspektrum gezeigt. Sekundärelektronen, mit einer Austrittsenergie  $E_K$  von bis zu 30 eV, nehmen einen Anteil von 50% – 90% der emittierten Elektronen ein. Auger- und Photoelektronen haben zwar eine höhere Austrittsenergie, treten im Vergleich zu den Sekundärelektronen allerdings seltener auf und nehmen somit einen kleineren Anteil der emittierten Elektronen ein [4].

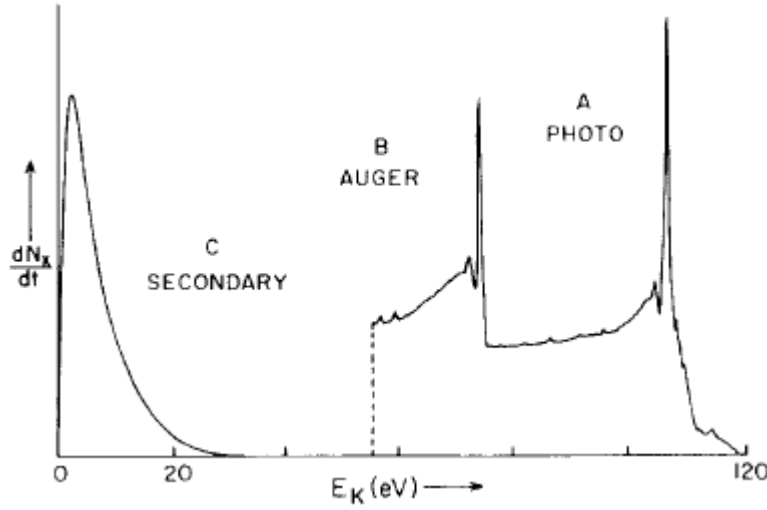


Abbildung 3: Energieverteilung der Produktelektronen [4]

Für dieses Experiment ist es von Interesse, wie die Sekundärelektronenausbeute der Kathode ist, also wie viele Elektronen pro eingestrahltm Photon ausgelöst werden, und in wie fern die Energie der Photonen dabei eine Rolle spielt. Die Sekundärelektronenausbeute kann wie folgt beschrieben werden [4]:

$$Y = \frac{\pi a b \rho}{6W_A^2} \frac{E_0 \mu(E_0) f(E_0)}{\sin \phi} \quad (1)$$

Wobei  $a$  für den Faktor  $\frac{1}{4\pi} \left[ \ln \left( \frac{E_M + W_A}{W_A} \right) \right]^{-1}$  steht,  $b$  eine materialabhängige Konstante ist und  $\rho$  den totalen Massen-Photoionisations-Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Die Konversions-Effizienz  $f(E_0)$  und der Massen-Absorptionskoeffizient  $\mu(E_0)$  hängen von der Energie der einfallenden Photonen  $E_0$  ab.  $E_M$  ist die Energie, die die austretenden Sekundärelektronen maximal annehmen können,  $\phi$  ist der Winkel unter dem die Photonen auf die Kathode treffen und  $W_A$  ist die Austrittsarbeit.

Um sich einen Überblick über die Energie der emittierten Sekundärelektronen zu verschaffen, wurden Experimente gemacht, in denen man Photonen unterschiedlicher Energie auf eine 100 nm dicke Aluminium- oder Goldfolie geschossen und die Energieverteilung der Sekundärelektronen gemessen hat. Das Experiment wurde bei einem Vakuum von ca.  $4 \cdot 10^{-8}$  mBar und einer Temperatur von 150°C durchgeführt.

Zur Erzeugung der Photonen wurden drei Zerfälle genutzt. Zum einen, ein  $C - K_\alpha$ -Zerfall mit einer resultierenden Photonenenergie von 277 eV, des weiteren ein  $Al - K_\alpha$ -Zerfall und der  $Cu - K_\alpha$ -Zerfall mit 1485 eV bzw. 8050 eV Photonenenergie.

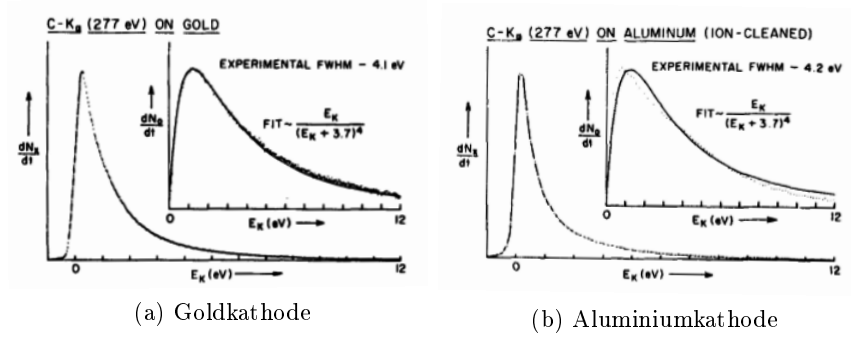


Abbildung 4: Sekundärelektronenverteilung für eine Gold- und eine Aluminiumkathode[4]

Da in dem Experiment 104 an der GSI die Kathode mit Photonen der Energie 170 eV beschossen werden soll, eignet sich die Messung mit Photonen aus dem  $C - K_\alpha$  Zerfall am besten für einen Vergleich mit der Kathode die im Detektor verbaut ist.

In Abbildung 4 sind die aufgenommenen Spektren für die Sekundärelektronenenergie zur Anzahl pro Zeit für den Beschuss von Photonen mit einer Energie von 277 eV gezeigt, wobei in Abbildung 4a Gold und in Abbildung 4b Aluminium als Kathode genutzt wird.

Da die Form der Sekundärelektronenverteilung recht konstant bleibt, lässt sich ein theoretisches Modell herleiten, bei dem die Ausbeute der Sekundärelektronen für ein senkrecht eingestrahktes Photon der Form folgt, die von dem Produkt aus Photonenenergie und dem Massenabsorptionskoeffizienten und der Effizienz  $f(E_0)$  vorgegeben wird.

$$\frac{dN}{dt} \sim E_0 \mu(E_0) f(E_0)$$

Dabei ändert sich die Konversions-Effizienz  $f(E_0)$  nur langsam mit  $E_0$ . Die Abhängigkeit hängt hier hauptsächlich von der Photonenenergie und dem Massen-Absorptionskoeffizienten ab.

Ausgehend von dieser Annahme wurde in [5] eine Messung gemacht, bei der Ausbeute gegen die Photonenenergie gemacht, bei der Photonen einer Energie von 100 eV bis 10 keV auf eine 300 Å dicke Goldschicht, die auf ein Chromsubstrat gebracht wurden, gestrahlt wurden. Diese Messung wird in Abbildung 5 dem theoretisch berechneten Verlauf von  $\frac{E_0 \mu(E_0)}{2}$  gegenübergestellt.

Die vorgestellte Messung ist nur begrenzt für die Edelstahlkathode im Experiment 104 aussagekräftig. Allerdings kann man die Annahme machen, dass die Ergebnisse bei einer vergleichbaren Größenordnung liegen. Aus der Abbildung 5 kann man ablesen, dass die Ausbeute bei einer Photonenenergie von ca. 150 eV bei 4 % liegt. Dieser Wert ist für Photonen die senkrecht auf

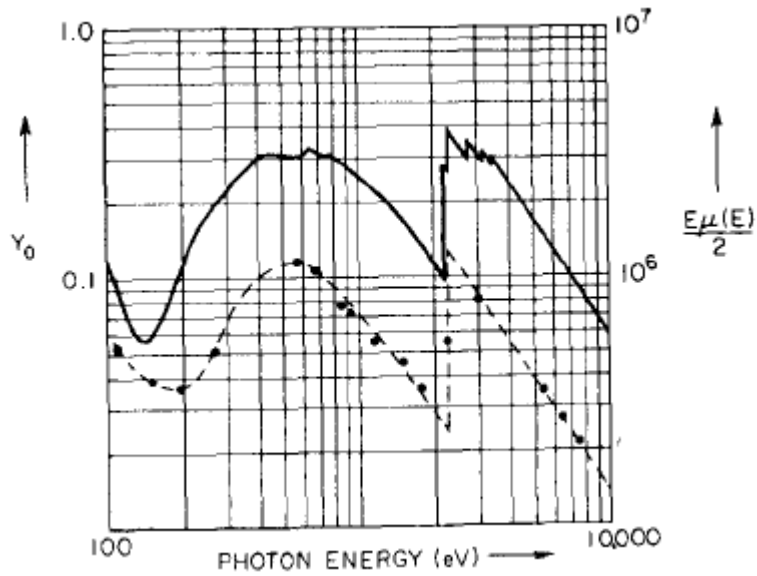


Abbildung 5: Elektronenausbeute und theoretischer Verlauf von  $\frac{E_0 \mu(E_0)}{2}$  (durchgezogene Linie) gegen die Photonenenergie  $E_0$  (gepunktete Linie) [5]

die Kathode treffen aufgenommen worden. In Formel 1 ist allerdings eine Abhängigkeit des Einstrahlwinkels verankert. Im finalen Aufbau an der GSI werden die Photonen in einem Winkel von  $30^\circ$  auf die Kathode treffen. Das hat zur Folge, dass die Ausbeute um den Faktor  $(\sin 30^\circ)^{-1} = 2$  vergrößert wird. Aus diesen Überlegungen kann man für die Ausbeute der Sekundärelektronen einen Wert von ca. 8% der eingestrahnten Photonen erwarten.

## 5 Aufbau des XUV Detektors

Der Detektor besteht, wie in den Abbildungen 6 und 8 zu erkennen ist, aus einer Kathodenplatte aus Edelstahl, fünf von einander isolierten Ringelektroden und zwei Mikrokanalplatten (MCP). Diese Bauteile sind innerhalb einer Vakuumkammer installiert. Zudem sind zwei Magnetspulen außerhalb der Vakuumkammer auf Höhe des MCPs angebracht.

Zur Funktion des Detektors: Die in Vorwärtsrichtung emittierten XUV Photonen, lösen aus der Kathode Sekundärelektronen heraus. Diese werden mittels statischer elektrischer Felder, ausgehend von den Ringelektroden, und magnetischer Felder der Spulen auf den MCP geführt.

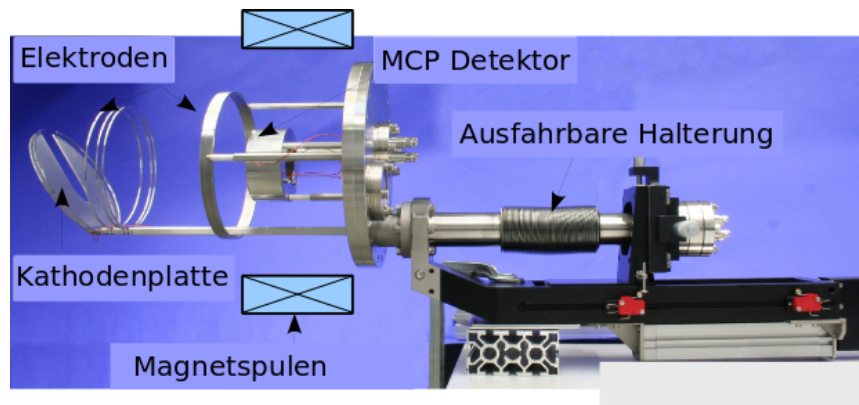


Abbildung 6: Detektoraufbau mit Beschriftung

### 5.1 Elektroden-System

In dem XUV Detektor sind fünf Ringelektroden zwischen der Kathodenelektrode und MCP angebracht, die auf positives oder negatives Potential gelegt werden können. Durch die von den Ringelektroden ausgehenden elektrischen Felder sollen die Elektronen auf den Detektor geführt werden.

Die Kathodenplatte und vier der fünf Ringelektroden sind isoliert an einer beweglichen Metallstange montiert, so dass der Aufbau während des Experiments in den Strahlengang der Ionen gefahren werden kann.



Abbildung 7: Kathodenplatte mit Ringelektroden 1 -4

In diesem Aufbau ist die Konstruktion so eingestellt, dass zwischen MCP und Kathodenmittelpunkt im ausgefahrenen Zustand ein Abstand von 231 mm besteht.

Die Kathode (Abbildung 7) ist eine ovale Metallplatte aus Edelstahl, mit einem Durchmesser von 150 mm und einem bis zur Mitte reichenden Einschnitt. Dieser soll genau so in den Ionenstrahl gestellt werden, dass die Ionen durch die Aussparung fliegen und die in unter kleinem Winkel zum Strahlengang abgestrahlten Photonen auf die Kathode treffen. Damit mehr Photonen eingefangen werden, ist die Kathode um  $30^\circ$  zu den anderen Elektroden verkippt. An der Kathode lösen die eingefangenen Photonen Elektronen aus, die von den weiteren Elektroden und dem magnetischen Feld auf den Detektor geleitet werden sollen. Die Kathodenplatte kann, genau wie die anderen verbauten Elektroden, auf positives oder negatives Potential gesetzt werden. Durch die angelegten Spannungen werden die ausgelösten Elektronen entweder, bei negativen Potential, von der Elektrode weg beschleunigt oder, bei positiven Potential, wieder auf die Elektrode gezogen.

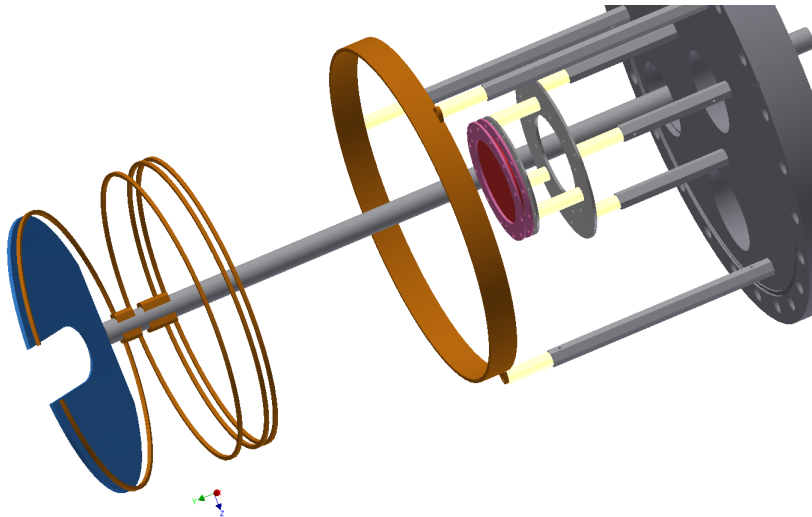


Abbildung 8: Aufbaudes des Detektors (Blau: Kathode, Orange Elektroden, Rot MCP)

Die erste Ringelektrode mit einem inneren Durchmesser von 148 mm befindet sich 5 mm oberhalb der Kathodenplatte und ist ebenso um  $30^\circ$  verkippt. Ursprünglich sollte es möglich sein, diese Elektrode einzeln zu betreiben. Aufgrund einer technisch notwendigen Änderung der Anschlüsse, liegt diese nun auf dem gleichen Potential wie die Kathodenplatte selbst. Sie wird im Weiteren nicht mehr als eigenständige Elektrode behandelt.

Zwischen der Kathodenplatte und der MCP liegen noch vier weitere Elektroden, die allesamt parallel zur MCP ausgerichtet sind. Der Kathode am nächsten ist die Elektrode 1, die einen Abstand von 50 mm vom Mittelpunkt



der Kathode hat. Darüber liegen die Elektroden 2 bzw. 3 in einem Abstand von 15 mm bzw. 20 mm von der Elektrode 1. Die Elektroden 1 bis 3 haben einen inneren Durchmesser von 154 mm und eine Höhe von 2 mm.

Kurz vor der MCP, in einem Abstand von 30 mm ist die 4. Elektrode angebracht, diese wird im Folgendem Fokuselektrode genannt, sie hat einen inneren Durchmesser von 180 mm und ist wie in Abbildung 6 zu erkennen, mit 15 mm breiter als die anderen Ringelektroden.

Jede dieser vier Ringelektroden lässt sich separat ansteuern und auf ein eigenes Potential legen. Alle beschriebenen Ringelektroden sind innerhalb der Vakuumkammer verbaut und werden von einem Netzteil der Firma Mesyttec (Modell MHV-4) mit Potentialen von bis zu  $\pm 100$  V gespeist.

## 5.2 Magnetische Führung

Zusätzlich zu den elektrischen Feldern, der Ringelektroden, wird ein magnetisches Feld durch zwei Spulen mit 185 mm Radius, die außerhalb der Vakuumkammer des Aufbaus angebaut sind, erzeugt. Die beiden Spulen sind in einem Abstand von 150 mm voneinander entfernt fixiert und so angebracht, dass die MCP im Zentrum des Magnetaufbaus liegt.

Dieser Aufbau hat den Vorteil, dass das magnetische Feld im Bereich der MCP schmal und sehr homogen ist. Die Elektronen können somit gut auf den Detektor abgebildet werden. Desweiteren soll das magnetische Feld die Elektronen von der Kathode in Richtung der MCP lenken und die eventuell an den Kammerwänden entstehenden Elektronen vom der MCP abschirmen.

Die beiden Spulen werden seriell in gleicher Polarisierung geschaltet und könne abhängig vom Netzgerät ein magnetisches Feld von bis zu 60 Gauss aufbauen.

## 5.3 Funktionsweise einer MCP

Das Kernstück des Aufbaus ist der Detektor, bestehend aus zwei 1 mm dicken Mikrokanalplatten und einer Anode. Mit diesem Detektortyp lassen sich geladene Teilchen und Photonen nachweisen. Eine MCP besteht aus einer Bleiglas- oder Keramikplatte, in der Kanäle mit einem Durchmesser von 13  $\mu$ m eingelassen sind, welche ca 70 % der Fläche ausmachen. Die Kanäle sind im Inneren mit einem halbleitenden Material ausgekleidet. In diesem Aufbau wird eine MCP benutzt, die aus zwei aufeinander liegenden Platten besteht. Die Kanäle einer Platte sind nicht exakt senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet, sondern um einen Winkel von 20° gekippt. Die zwei verwendeten Platten sind von der Ausrichtung der Kanäle her nicht gleich übereinandergelegt, sondern um 180° gegeneinander verdreht [3].

Trifft nun ein Teilchen, in unserem Fall ein zu detektierendes Elektron, in einen Kanal, so werden Elektronen aus der Wandung ausgelöst. Da über die beiden Mikrokanalplatten eine Spannung von 2200V abfällt, lassen sich

die Wände der Kanäle als kontinuierliche Dynode beschreiben. Die ausgelösten Elektronen werden in dem schrägen Kanal durch den abfallenden Spannungsgradienten, zur gegenüberliegenden Wand beschleunigt und lösen dort wiederum neue Elektronen aus.

Durch die Anordnung der gegeneinander verdrehten Platten wird der Feedbackeffekt verhindert, der eintreten kann, wenn Teilchen, von der Anode ausgelöst oder reflektiert, wieder in die MCP-Kanäle eintreten.

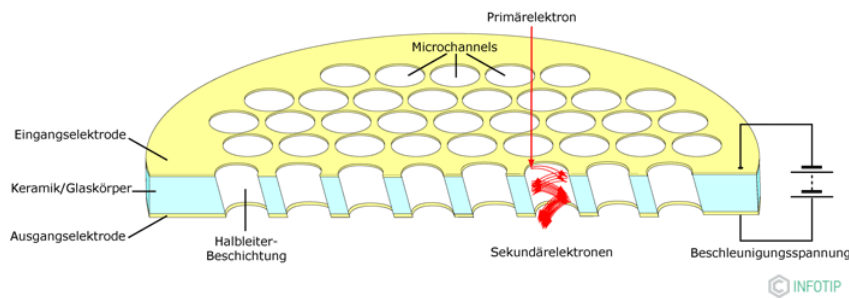


Abbildung 9: Schematischer Aufbau einer MCP [2]

Eine weitere Eigenschaft einer MCP ist, dass man durch positionssensitive Auslese der einzelnen Kanäle eine Ortsauflösung bekommen kann. Diese Anwendung wird bei diesem Aufbau allerdings nicht benötigt bzw. verwendet. Die einzelnen Elektronenbündel treffen nach Durchlaufen der MCP auf eine Anodenplatte. Die Anodenplatte ist an einen ladungssensitiven Verstärker angeschlossen, durch diese Ladungspulse werden die Signale nachgewiesen. Beispiele dafür sind in Abbildung 12 gezeigt.

## 5.4 Testaufbau

Der Testaufbau unterscheidet sich von dem Aufbau, der im Experiment 104 am ESR installiert wird. Der größte Unterschied ist die Quelle der Photonen, diese stammen am ESR aus dem  $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$  Zerfall und bei dem Testaufbau von einer UV-LED, die im Abschnitt 5.4.1 Lichtquelle näher beschrieben wird.

In diesem Abschnitt wird zudem die Signalverarbeitung der von der MCP ausgegebenen Signale beschrieben. Ein Foto des Testaufbaus ist in Abbildung 10 zu sehen.

### 5.4.1 Lichtquelle

Da in diesem Aufbau keine beschleunigten Photonen mit vergleichbarer Wellenlänge der im Experiment erwarteten Fluoreszenzphotonen zur Verfügung stehen, wird eine UV-LED genutzt, die Photonen mit einer Wellenlänge von 265 nm emittiert. Die LED ist innerhalb der Vakuumkammer auf Höhe der MCP angebracht. Die LED wird mit Gleichstrom betrieben, und der fließende Strom wird mit einem Amperemeter von Außen überwacht, damit gegebene

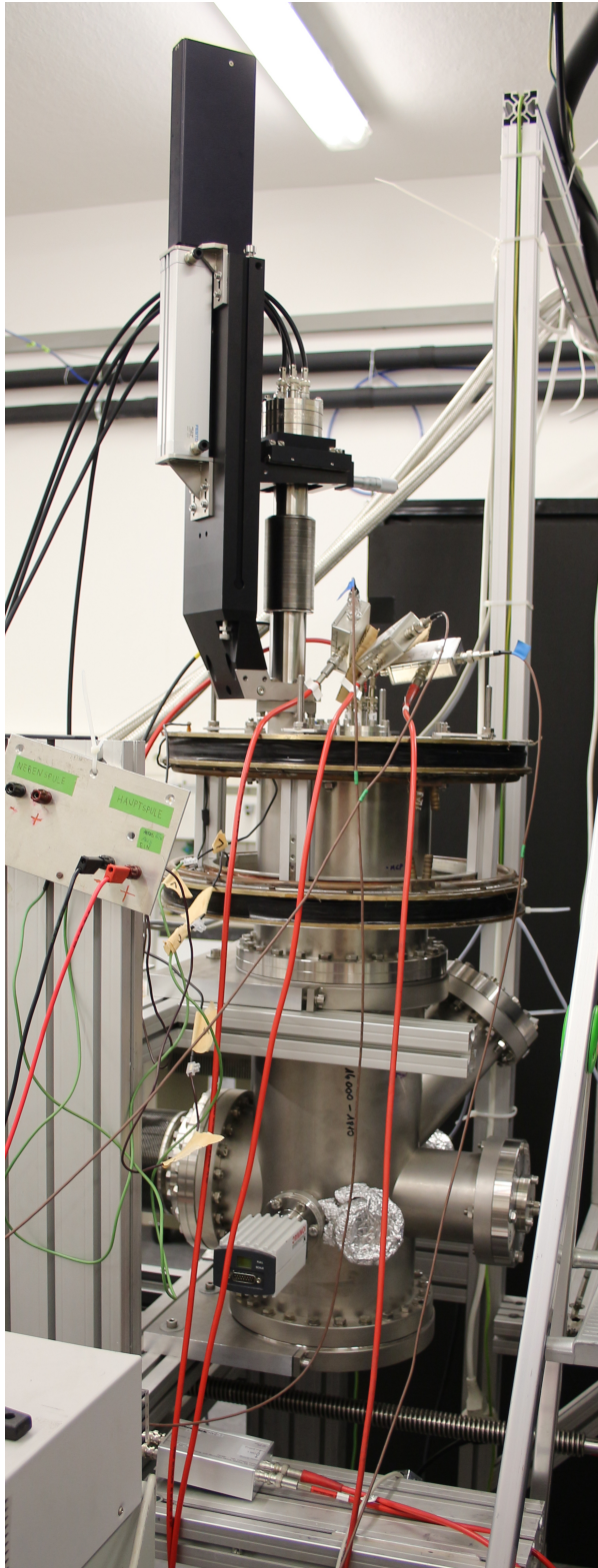


Abbildung 10: Testaufbau

nenfalls auftretende Schwankungen in der Lichtintensität der LED erkannt werden können und diese nicht die Messergebnisse verfälschen.

Der Strahlkegel der LED wurde so ausgerichtet, dass die emittierten Photonen die Kathodenplatte bestmöglich ausleuchten. Allerdings beschränkt sich der Strahl der emittierten Photonen nicht nur auf den vom Hersteller angegebenen Öffnungswinkel des Lichtkegels von ca.  $7^\circ$ , sondern es treten auch Streueffekte auf. Somit strahlt die LED nicht nur auf die Kathodenplatte, sondern leuchtet in geringen Maße den gesamten Raum der Vakuumkammer aus. Was zur Folge hat, dass ein Untergrund von Photoelektroden, die aus verschiedenen Metalloberflächen der Vakuumkammer ausgelöst werden, bei den Messungen auftritt. Dieses Problem wird im Abschnitt 6.1 Untergrund näher erläutert.

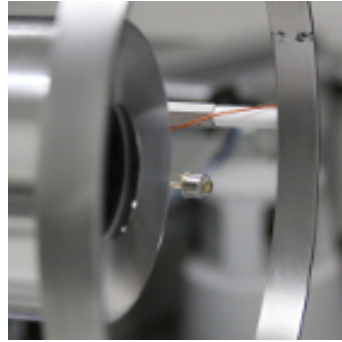


Abbildung 11: UV-LED im System verbaut

#### 5.4.2 Signalverarbeitung im Testaufbau

Von der MCP können 3 verschiedene Signale abgegriffen werden, die von der vorderen MCP (Frontplate), von der hinteren MCP (Backplate) und die Signale der Anode. In Abbildung 12 sind Beispiele für diese drei Signale gezeigt. Die Abbildungen wurden vom Oszilloskop übernommen, wobei die Farben zur besseren Sichtbarkeit invertiert sind. In der Abbildung zeigt der pinke Graph das Signal der Anode, der rote Graph das Signal der Front-, der grüne Graph das Signal der Backplate.

Das Signal der Backplate wird von einem Verstärker um das hundertfache verstärkt. Nachdem das Signal verstärkt ist, wird es von einem Diskretisierer zu einem logisches Signal umgewandelt. Damit eventuelle Nachschwinger eines Signals nicht doppelt gezählt werden, wird nach dem Diskretisierer ein Gategenerator. geschaltet, der das logische Signal auf eine Mikrosekunde verlängert. Die logischen Signale werden dann von einem Zähler ausgewertet und die Summe der Signale wird ausgegeben. In Abbildung 13 ist die Verarbeitung der Signale schematisch dargestellt.

#### 5.5 SIMION-Simulationen

Zu dem Detektor, der in dieser Arbeit untersucht wurde, wurden von JONAS VOLLBRECHT und DANIEL WINZEN Simulationen mit Hilfe des Programms SIMION gemacht. In den Simulationen wurde eine vereinfachte Version der

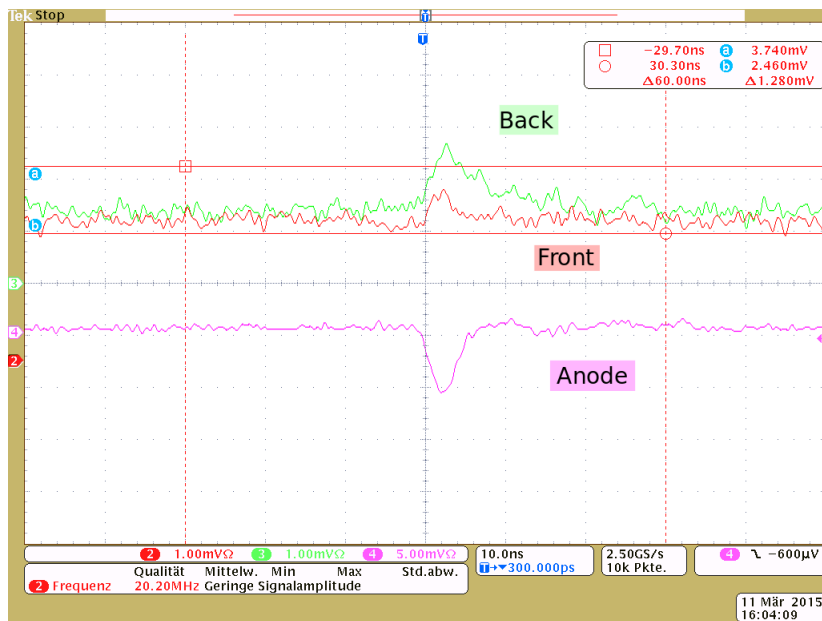


Abbildung 12: MCP Signale

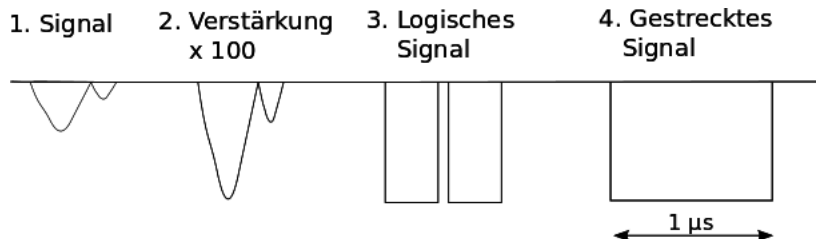


Abbildung 13: Schematische Abbildung der Signalverarbeitung

magnetischen Führung genutzt, bei der die magnetische Führung aus einer Spule besteht und nicht wie im realen Aufbau aus zwei Spulen.

In den Simulationen werden die Bahnen der aus dem Spiegel herausgelösten Elektronen simuliert. Dabei werden die Elektronen zufällig auf einem Punkt der Spiegelelektrode gestartet und die Flugbahnen der Elektronen, die durch die elektrischen und magnetischen Felder bestimmt werden, aufgezeichnet. Anhand dieser Daten lässt sich erkennen, wie viel Prozent der gestarteten Elektronen tatsächlich auf den Detektor treffen. Durch Variation der verschiedenen Potentiale, die an den einzelnen Elektroden angelegt sind, lassen sich die theoretisch besten Einstellungen herausfinden.

Da der Aufbau des simulierten und des realen Detektors nicht genau übereinstimmen, und da die Beleuchtung des Spiegels in der Realität nicht homogen, ist dienen die Ergebnisse der Simulationen nur als Anhaltspunkt für die folgenden Messungen für die Optimierung des Detektors.

DANIEL WINZEN hat auf Grundlage der Simulationen von JONAS VOLLBRECHT die richtige magnetische Führung in das Programm eingefügt und die Einstellungen der experimentellen Messungen nachsimuliert, um den Aufbau so gut wie möglich zu verstehen. In Kapitel 6.6 werden Ergebnisse dieser Simulationen mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen. Stimmen Simulationen und Messungen überein, lassen sich die Effekte von zukünftigen Designänderungen verlässlich vorausberechnen.

## 6 Messungen und Auswertung

Bei den folgenden Messungen wurden die Messpunkte immer nach dem gleichen Schema vermessen. Bei jeder Einstellung der Potentiale der Elektroden wurden die Gesamtereignisse (Elektronen und Untergrund zusammen) jeweils 30 Sekunden lang vermessen. Direkt danach wird wie unten beschrieben der Untergrund für 30 Sekunden gemessen. Dieser Untergrund wird nun von den Gesamtereignissen abgezogen. Das Ergebnis wird durch 30 geteilt, um die detektierten Elektronen pro Sekunde zu erhalten.

Für die Unsicherheit eines Messwertes wird die Standardabweichung der Normalverteilung genutzt. Das bedeutet die Unsicherheit einer gemessenen Rate ist die Wurzel aus dieser. Da im Folgenden die Rate pro Sekunde benutzt wird, wird auch die errechnete Standardabweichung durch 30 Sekunden geteilt um auf die Unsicherheit eines Messwertes zu kommen.

In Kapitel 6.1 “Untergrund” war die Intensität der UV-LED schwächer als in den darauffolgenden Messungen. Bei Messungen zur Optimierung der einzelnen Potentiale, die an den Elektroden und der Kathode anliegt, wurde darauf geachtet, dass die Raten die an verschiedenen Tagen aufgenommen wurden, vergleichbare und reproduzierbare Ergebnisse ergeben. Dazu wurde zu Beginn eines Messtages eine Standardkonfiguration für die Elektrodenpotentiale eingestellt, um eine Referenzmessung durchzuführen. Anhand dieser Referenzmessungen wurde die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse sichergestellt.

In den Messungen die in den Abbildungen 16 und 17 werden verschiedene Elektrodenpotentiale verwendet, welche einen großen Bereich der möglichen Potentialeinstellungen abdecken sollen.

### 6.1 Untergrund

Da wie oben im Aufbau erwähnt, die UV-LED, die als Lichtquelle dient, innerhalb der Vakuumkammer platziert wurde, kommt es zu einem Untergrund durch LED Streulicht in den Messungen, der nicht zu vermeiden ist. Es wurde versucht den Untergrund zu minimieren, indem die Lichtquelle außerhalb des Vakuumtopfes aufgebaut und mit Hilfe einer Glasfaser in den Aufbau eingekoppelt wurde. Allerdings gab es bei dieser Variante einerseits das Problem, dass nur ein kleiner Bereich der Kathode beleuchtet wurde und so auch nur aus diesem Bereich Elektronen ausgelöst und detektiert werden konnten. Und andererseits gab es bei dieser Methode durch die Einkoppelung in die Glasfaser sehr starke Ratenverluste, sodass nur mit schlechter Statistik gemessen werden konnte. Aus diesen Gründen wurde entschieden, die LED innerhalb des Aufbaus zu platzieren. Durch die Positionierung im Innenraum beleuchtet die LED allerdings nicht ausschließlich die Kathodenplatte, sondern streut auch in andere Richtungen. Dies hat zur Folge, dass die emittierten Photonen auch an den Wänden der Vakuumkammer Elek-

tronen herauslösen, die zum Untergrund beitragen, und zusätzlich Photonen in die MCP gelangen, wenn sie an Metalloberflächen reflektiert werden.

Um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, muss eine Methode gefunden werden, um die gewünschten Signale der von der Kathode ausgelösten Elektronen von den unerwünschten Signalen zu trennen. Dazu muss unterschieden werden, ob nicht erwünschte Elektronen oder Photonen von der MCP detektiert werden.

Die Photonen herauszufiltern, ist dabei recht simpel, da man davon ausgeht, dass die von den Metallteilen im Aufbau reflektierten Photonen in ihrer Häufigkeit konstant bleiben. Das bedeutet, man kann mit einer Messung mit leuchtender LED und einem an die Kathode und die Elektroden angelegtem positiven Potential, die Photonen zählen, die von der MCP detektiert werden. Die auf ein positives Potential gelegten Elektroden im Aufbau sorgen dafür, dass Elektronen, die eventuell aus den Metallbauteilen herausgelöst werden, wieder eingefangen werden.

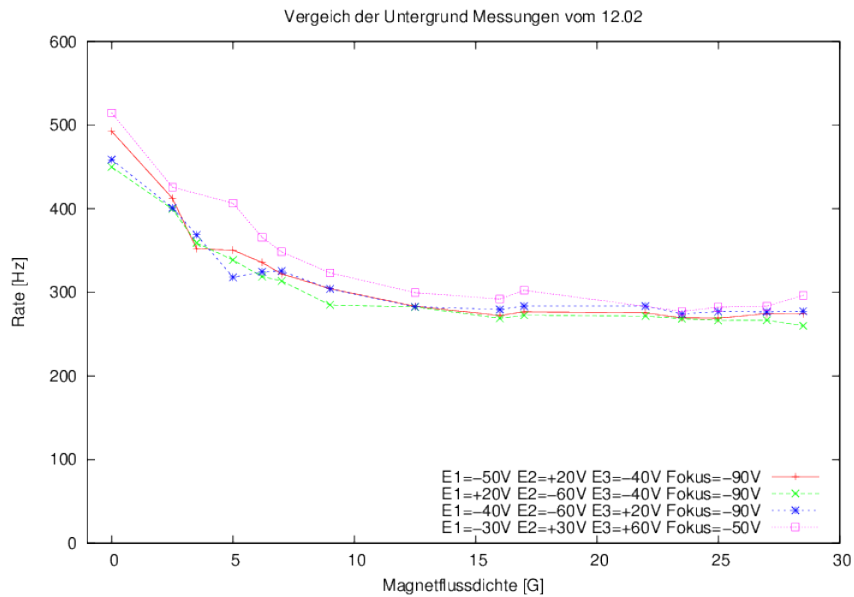


Abbildung 14: Untergrundmessungen bei verschiedenen Elektroden Potentialen

Um die Untergrund-Elektronen herauszufiltern, die bei negativen Potentialen an den Ringelektroden und den Wänden der Vakuumkammer ausgelöst werden können, benutzt man zum einen das magnetische Feld, welches Elektronen vom Rand des Vakuumtopfes von der MCP abschirmt. Zum anderen wird eine Methode angewendet, die die vorher erwähnten Untergründe mit berücksichtigt und die restlichen unerwünschten Elektronen und Photonen zusätzlich ausfiltert. Dies geschieht, indem die Kathodenplatte in der zu messenden Einstellungen der Potential der Elektroden auf das gewünschte



negative Potential gesetzt wird und die Rate vermessen wird. Direkt nach der Messung wird bei gleichen Einstellungen die Kathode auf ein positives Potential von  $+10\text{ V}$  gesetzt. Dies hat zur Folge, dass die von der Kathode herausgelösten Elektronen nicht in Richtung MCP beschleunigt werden, sondern durch das positive Potential wieder auf die Kathode zurückbeschleunigt werden. Alle anderen ausgelösten Elektronen und reflektierten Photonen bleiben von diesem Potential unbeeinflusst und treffen wie in der vorausgegangenen Messung auf die MCP. Somit misst man zuerst die Summe aus gewünschten Elektronen und den Untergrund und danach nur den Untergrund, sodass man durch Subtraktion der beiden Raten eine untergrundfreie Rate der zu beobachtenden, von der Kathode stammenden Elektronen erhält. Mit dieser Methode werden im Folgenden alle Messungen betrieben.

In Abbildung 14 sind für unterschiedliche Potentiale der Elektroden Untergrundmessungen in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke gemacht worden. Der gemessene Untergrund liegt ab einer Stärke von  $15\text{ Gauss}$  unabhängig von den gewählten Potentialen der Elektroden auf dem gleichen Niveau. Diese Messung spricht dafür, dass die Methode zur Bestimmung des Untergrunds funktioniert, da leichte Veränderungen der statischen elektrischen Felder keine Unterschiede im Untergrund hervorrufen sollten. Zudem wurde gezeigt, dass die magnetische Führung der Elektronen eine wichtige Rolle bei der Kontrolle des auftretenden Untergrunds einnimmt.

## 6.2 Bestimmung des Kathodenpotentials

In diesem Abschnitt wird versucht, das beste Potential für die Kathodenplatte zu finden, bei der die höchste Rate an Signal-Elektronen am Detektor gemessen wird.

Als erster Anhaltspunkt wurde dazu eine Flugzeitsimulation der Elektronen benutzt. Im Programm SIMION wurde simuliert, welche Bahnen die Elektronen, bei verschiedenen Kathodenpotentialen nehmen.

Wie in Abbildung 15 zu sehen ist, ist ein Kathodenpotential zwischen  $-40\text{ V}$  und  $-60\text{ V}$  sinnvoll.

Experimentell wurde die Rate der auf den Detektor treffenden Elektronen bei verschiedenen Elektrodenpotentialen in Abhängigkeit des Kathodenpotentials aufgenommen (Abbildung 16). Man erkennt, dass ein Potential von mindestens  $-40\text{ V}$  für eine gute Elektronenrate nötig ist und somit auch für die endgültige Konfiguration sinnvoll erscheint. Es ist allerdings auch nicht von Vorteil, das Potential negativer als  $-70\text{ V}$  einzustellen, da die Rate in diesem Fall wieder absinkt.

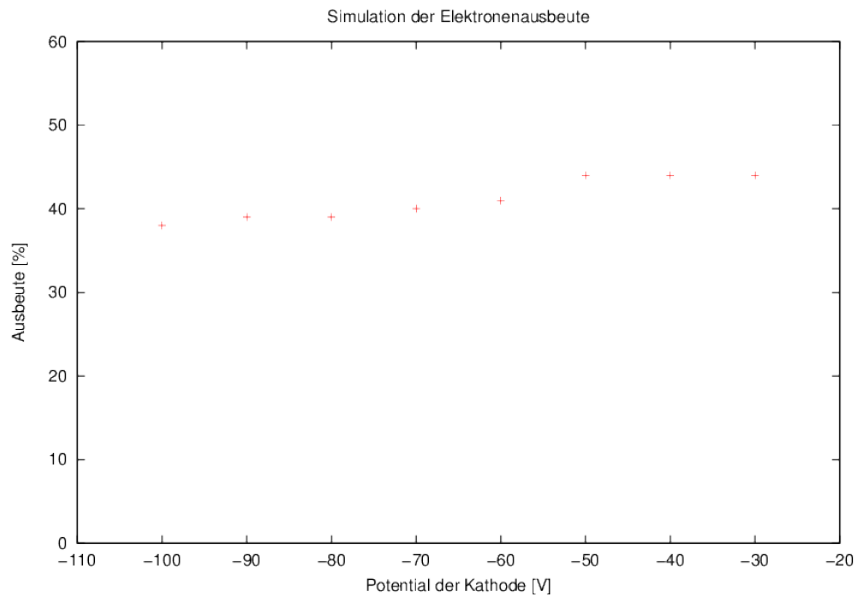


Abbildung 15: Simulationen zum Kathodenpotential

### 6.3 Optimierung der Magnetfeldstärke

Im Kapitel 6.1 wurde gezeigt, dass die magnetische Führung in diesem Aufbau wichtig für die Abschirmung der Untergrundelektron ist. In diesem Abschnitt soll zudem die Magnetfeldstärke gefunden werden, bei der die Elektronen von der Kathode am besten auf den Detektor geführt werden und somit die höchste Sammlungseffizienz erzielt wird. Dazu wird das magnetische Feld zuerst bei verschiedenen Potentialen der Elektroden variiert, um einen minimalen Wert für die Magnetfeldstärke zu bekommen. Da zu diesem Zeitpunkt noch nicht klar war, wie stark das Magnetfeld im späteren Experiment sein darf, um den Ionenstrahl nicht negativ zu beeinflussen, wurde nur bis zu einer Feldstärke von 30 G gemessen. Damit man einschätzen kann, welche Magnetfeldstärke bei welchem angelegtem Strom im Bereich der MCP vorliegt, wurde eine Magnetfeldkarte der Spulenkonstruktion vor dem Einbau in den Aufbau mit einem Gaussmeter vermessen. Mit diesen Daten lässt sich für jeden angelegten Strom die Feldstärke der Spulen im Bereich der MCP berechnen. Diese wird in dem Graphen angegeben.

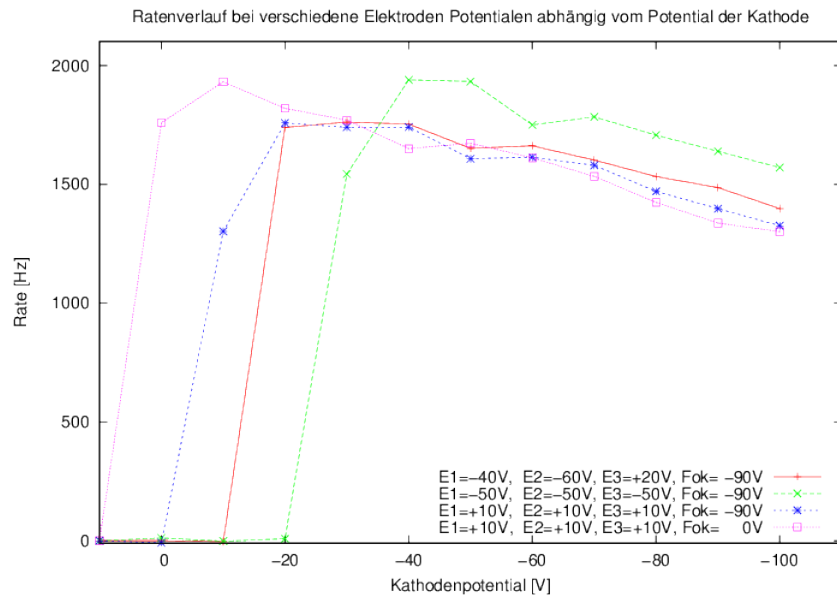


Abbildung 16: Messung zur Einschätzung der Stärke des Kathodenpotentials

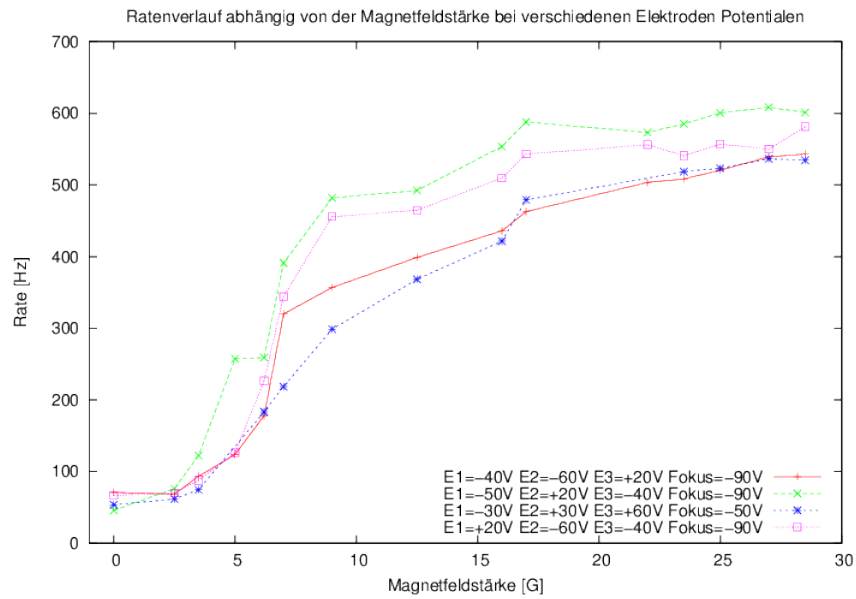


Abbildung 17: Messung zur Einschätzung der Stärke des magnetischen Fledes

Der Einfluss der Magnetfeldstärke bei vier verschiedenen Elektroden Konfigurationen ist in Abbildung 17 abgebildet. Man erkennt, dass bei niedrigen Feldstärken zwischen 0 G und 10 G die Magnetfeldstärke deutlich dazu beiträgt, die Rate zu verbessern, unabhängig von den Potentialeinstellungen

der Elektroden. Ab einem Wert von ca. 20 G ist für zwei der vier verschiedene Elektrodenesettings die Rate auf einem Plateau angelangt. Aus diesen Messungen ergibt sich eine Magnetfeldstärke von minimal 20 G, da ab dieser Stärke die Rate der detektierten Elektronen nicht weiter ansteigt.

Eine genauere Magnetfeldmessung wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit gemacht, wenn die Spannungen der Ringelektroden optimiert sind. Im Folgendem wird eine Magnetfeldstärke von 25 G benutzt, diese wurde auch in den Simulationen von JONAS VOLLBRECHT angenommen.

## 6.4 Optimierung der Elektrodenpotentiale

### Allgemein

Zur Optimierung der Potentiale der drei mittleren Ringelektroden wurden sie einzeln nacheinander getestet. Dabei wird bei je einer Elektrode das Potential in 10 V-Schritten verändert und die Rate aufgezeichnet die anderen Elektroden bleiben dabei auf dem Anfangspotential von  $-50$  V und die Fokuselektrode wird auf  $-90$  V gehalten. Es wird hier angenommen, dass ausgehend von einer ausgeglichenen ElektrodenEinstellung von jeweils  $-50$  V, eine effizientere Einstellung gefunden werden kann indem man die einzelnen Elektroden variiert und misst welche Potentiale für die Elektroden die höchste Rate bringen

Die drei Messungen sind in Abbildung 18 in einem Graphen zusammen aufgetragen.

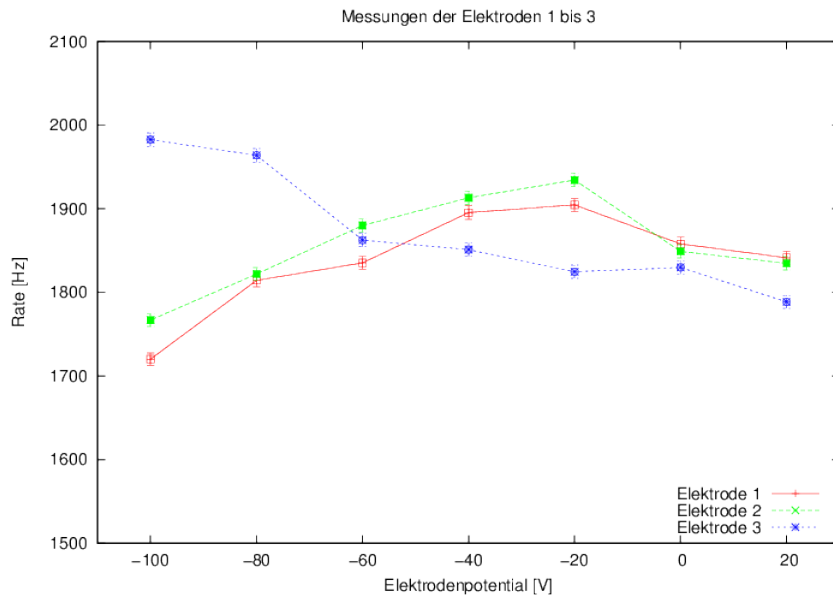


Abbildung 18: Messung zur groben Optimierung der Elektrodenpotentiale der Elektroden 1, 2 und 3

Aus dieser Messung lassen sich interessante Erkenntnisse gewinnen: Zum Einen haben die Ringelektroden in der Mitte des Aufbaus einen Einfluss auf die gemessene Rate. Zum Anderen lassen sich über die einzelnen Messungen die besten Potentiale für die jeweiligen Elektroden ablesen. Im Falle der Elektroden 1 und 2 liegt diese Potentiale bei  $-20\text{ V}$  und bei Elektrode 3 bei  $-100\text{ V}$ . Dabei dieser Messung die Spannungsversorgung nur auf ein maximales Potential von  $\pm 100\text{ V}$  ausgeben konnte, konnte nicht bestimmt werden, ob ein weiterer Anstieg der Rate zu erwarten ist. Es wird vorerst mit  $-100\text{ V}$  weiter gemessen. Im weiteren Verlauf Messungen werden Spannungen von weniger als  $-100\text{ V}$  an die Elektrode 3 angelegt, um zu überprüfen ob ein negativeres Potential besser ist.

### Elektroden 1 & 2

Da die Elektroden bisher nur einzeln betrachtet wurden, werden die bisherigen Ergebnisse nun kombiniert und in der folgenden Messung getestet. Dies bedeutet, die Elektrode 3 wird auf das Potential auf  $-100\text{ V}$  gesetzt. Elektrode 1 und 2 werden zusammen im Bereich von  $-40\text{ V}$  bis  $+10\text{ V}$  variiert, haben also das gleiche Potential. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 19 (pinker Graph) im Vergleich zu den vorherigen Messungen abgebildet.

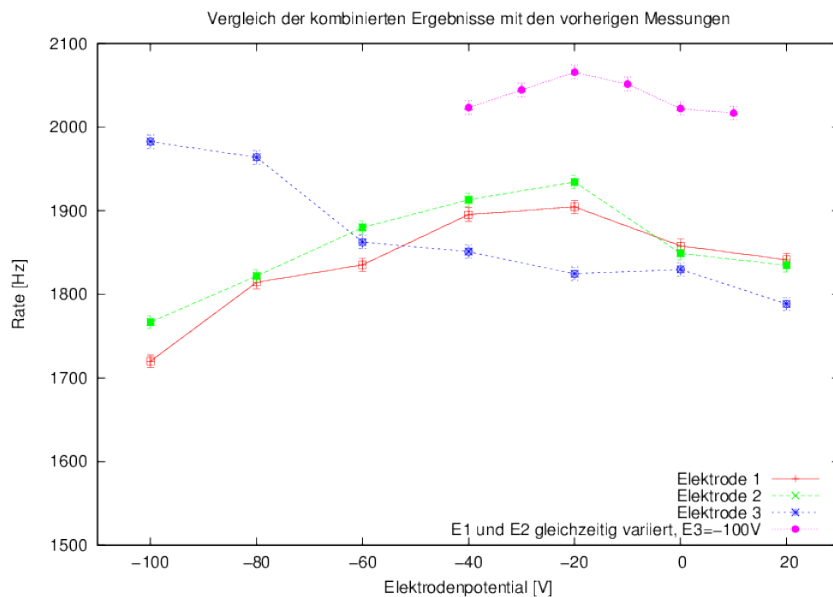


Abbildung 19: Kombinierte Ergebnisse der Messungen

Man erkennt eine insgesamt verbesserte Rate im Vergleich zu den vorherigen Messungen. Die Rate ist für ein Potential von  $-20\text{ V}$  an der Elektroden 1 und 2 am höchsten. Diese vorläufige Einstellung für die drei Elektroden

wird im Folgenden als optimale Einstellung angesehen und es wird nun versucht, durch Variation der einzelnen Komponenten eine weitere Erhöhung der Rate zu erzielen.

Nun werden die Elektroden 1 und 2 im Einzelnen betrachtet. Es wird je eine Elektrode bei den bis hier gefundenen Einstellung neu vermessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 20 gezeigt. Die jeweils andere Elektrode, die nicht vermessen wird, bleibt auf dem Potential von  $-20\text{ V}$ .

Für beide Elektroden ergibt sich im Bereich von  $-20\text{ V}$  bis  $-25\text{ V}$  ein schwach ausgeprägtes Maximum der Rate.

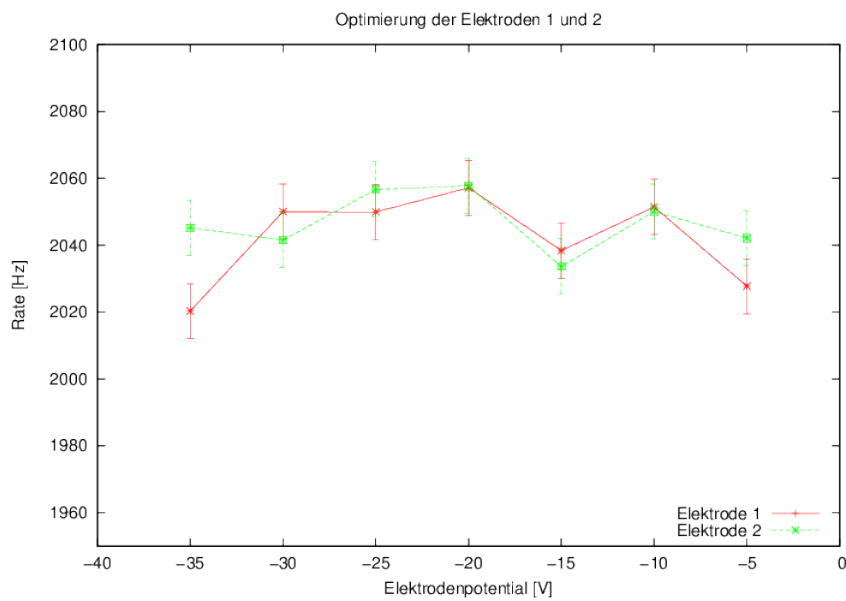


Abbildung 20: Messungen zur Optimierung der Elektrodenpotentiale der Elektroden 1 und 2

### Elektrode 3

Nachdem die ersten beiden Elektroden in der Mitte des Aufbaus vermessen wurden, wird hier die Elektrode 3 genauer betrachtet. Dazu wird sie bei konstanten Elektroden 1 und 2, die jeweils auf einem Potential von  $-20\text{ V}$  liegen, zwischen  $-120\text{ V}$  und  $-80\text{ V}$  in  $4\text{ V}$ -Schritten vermessen. Die bisher nicht optimierte Fokuselektrode bleibt bei einem Potential von  $-50\text{ V}$ . In Abbildung 21 ist das Ergebnis dieser Messung festgehalten. Es ist kein ausgeprägtes Maximum abzulesen. Nimmt man allerdings die Ergebnisse aus Abb 18 hinzu, ergibt sich eine optimale Betriebsspannung zwischen  $-100\text{ V}$  und  $-104\text{ V}$ .

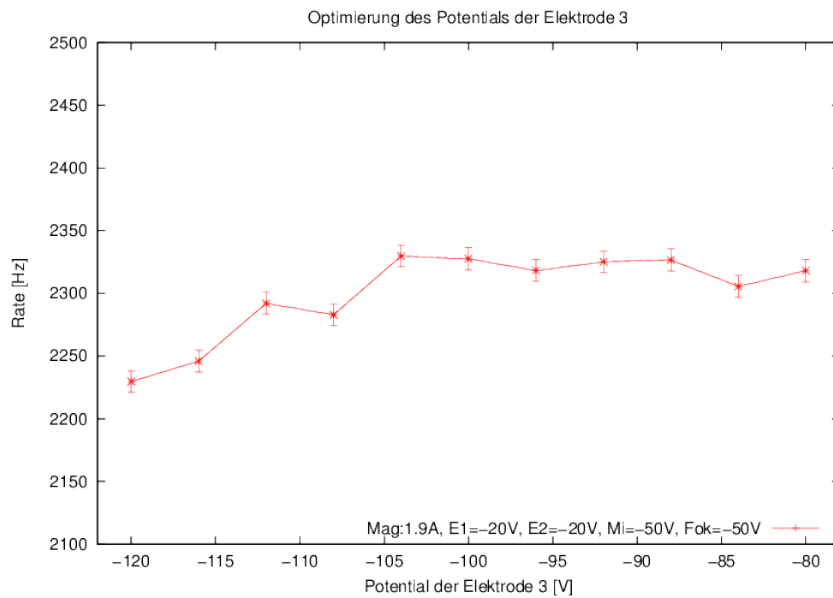


Abbildung 21: Messung zur Optimierung des Potentials der Elektrode 3

## Fokuselektrode

Die noch nicht betrachtete Fokuselektrode soll nun mit Hilfe der bisher bestimmten Potentiale optimiert werden. Dazu wird das Potential der Fokuselektrode bei den bisher gefundenen Einstellungen ( $E1 = -20\text{ V}$ ,  $E2 = -20\text{ V}$  und  $E3 = -100\text{ V}$ , Magnetfeldstärke von  $25\text{ G}$  und Kathode  $= -50\text{ V}$ ) durchgeführt

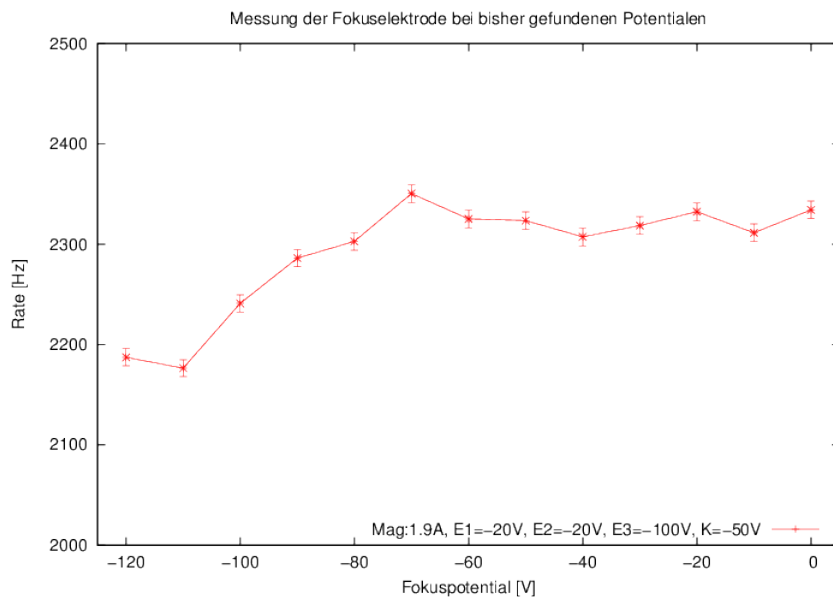


Abbildung 22: Messung zur Optimierung des Potentials der Fokuselektrode

An den Daten in Abbildung 21 gezeigt, lässt sich ablesen, dass die Rate unter einem Potential von  $-80\text{ V}$  absinkt. Dieser Potentialbereich ist daher für die Fokuselektrode nicht geeignet. In dem verbleibenden Potentialbereich von  $-80\text{ V}$  bis  $0\text{ V}$  bleibt die gemessene Rate recht konstant. Es ist zwar bei einem Potential von  $-70\text{ V}$  ein Maximum der detektierten Elektronen pro Sekunde zu erkennen, allerdings ist dieses Maximum nicht sehr stark ausgeprägt.

Die Fokuselektrode nimmt in diesem Aufbau keine entscheidene Rolle ein. Es macht im Bezug auf die erzielte Rate keinen signifikanten Unterschied, ob die Fokuselektrode auf einem hohen oder einem niedrigen Potential sitzt. Aus der obigen Messung lässt sich schlussfolgern, dass es einen Schwellwert für die Fokuselektrode gibt, der nicht unterschritten werden sollte, da sonst die Elektronenrate schwächer wird. Dieser Schwellwert ist, wie aus der Abbildung 22 zu erkennen ist,  $-80\text{ V}$ . Für die späteren Messungen ist ein Potential an der Fokuselektrode zwischen  $-70\text{ V}$  und  $0\text{ V}$  sinnvoll.



## 6.5 Magnetfeld

In diesem Abschnitt wird das Magnetfeld noch einmal ausführlich untersucht und bis zu einer Stärke von 70 G vermessen. Dazu wird das Magnetfeld, wie schon in Abschnitt 6.3, bei gleichgebliebenen Potentialeinstellungen ( $E_1 = -20\text{ V}$ ,  $E_2 = -20\text{ V}$ ,  $E_3 = -100\text{ V}$ , Fokus =  $-50\text{ V}$ , Kathode =  $-50\text{ V}$ ) variiert und die Rate vermessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 23 gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Rate der detektierten Elektronen im schwachen Magnetfeld-Bereich bis 20 Gauss zunimmt, im Bereich zwischen 20 und 30 Gauss konstant bleibt und ab einer Magnetfeldstärke von 35 Gauss ein Ratenabfall zu erkennen ist.

Der starke Anstieg der Rate bei stärker werdender Magnetfeldstärke wurde bereits in Kapitel 6.3 beobachtet. Bei einem stärker werdenden magnetischen Feld werden die Elektronen stärker fokussiert und sollten somit besser auf den Detektor abgebildet werden. Wenn die Rate ihr Maximum erreicht hat, müsste sie bei ansteigender Magnetfeldstärke theoretisch konstant bleiben, da die Elektronen nicht besser auf den Detektor fokussiert werden können. Eine Begründung für Abfall der Rate nach Überschreiten der 30 Gauss - Marke wird im folgendem Kapitel 6.6 gesucht.

Aus dieser Messung geht hervor, dass der anfänglich angenommene Wert von 25 G sinnvoll ist und bei den Messungen, für die dieser Detektor entwickelt wird, genutzt werden kann. Allerdings ist dieser Wert auch in diesem Fall kein exaktes Maximum der Rate, sondern gibt einen Bereich an der zwischen 20 Gauss und 30 Gauss liegt, hier können hohe Raten erzielt werden.

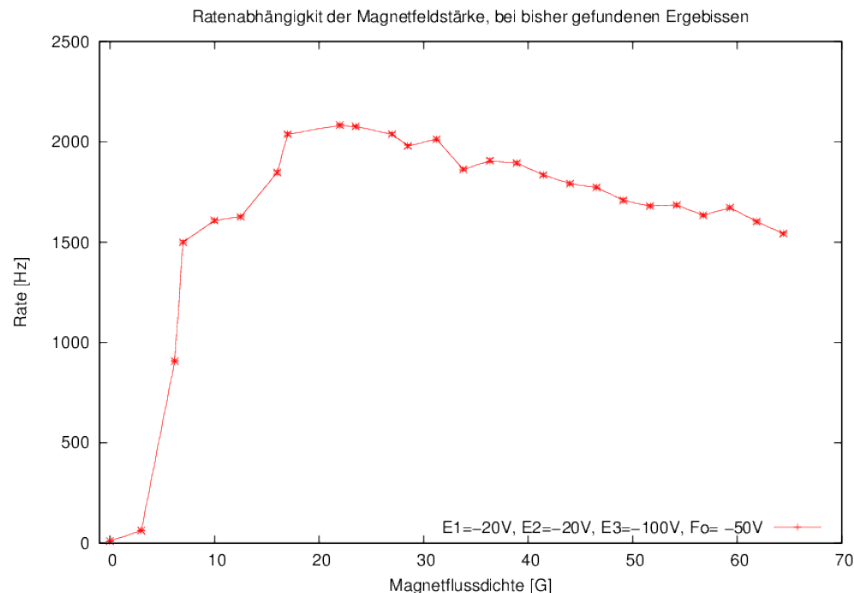


Abbildung 23: Messung zur Optimierung der Magnetfeldstärke

## 6.6 Vergleich mit Simulationen bzw. Anregung durch die Simulationen

Im vorherigen Kapitel wurde festgestellt, dass die detektierte Elektronen-Rate bei hohen Magnetfeldstärken wieder abfällt. Aus Simulationen, die von DANIEL WINZEN gemacht wurden, ging hervor, dass die Bahnen der Elektronen zum Teil aufgrund der Zyklotronbewegung um die Feldlinien nicht auf das Zentrum des Detektors abgebildet werden sondern auf einen Randbereich. Bei höherer Feldstärke, verschiebt sich die Phase der Zyklotronbewegung und es kann passieren, dass mehr Elektronen den Detektor verfehlen, als bei geringeren Feldstärken.

Es gab Überlegungen und Messungen, ob die Rate höhere wird, wenn die Spulenkonstruktion etwas um die Mittelachse verschoben wird. Die Messungen dazu (Abbildung 24 im Anhang) ergaben jedoch keine nennenswerten Verbesserungen und werden hier nicht weiter behandelt.

Der Aufbau der zwei Magnetspulen kann, laut den Simulationen noch verbessert werden. Möglich wäre z.B. eine enge Spule, die bestenfalls in der Vakuumkammer verbaut wird. Diese Spule könnte die Elektronen stärker fokussieren. Eine Optimierung des Spiegeldisigns ist im Rahmen einer weiteren Bachelorarbeit angedacht.

## 7 Fazit

Tabelle 10 gibt die gefundenen optimalen Potentiale für die Elektroden und optimale Stärke für das magnetische Feld wieder. Eher haben sich einzelne Bereiche abgezeichnet, in denen der Detektor-Aufbau eine gute Rate an Elektronen pro Sekunde erzielt hat.

Die in Abbildung 18 bis 23 gefundenen Ratenmaxima sind zumeist nur schwach ausgeprägt, so dass auch kleinere Variationen der genannten Einstellungen keine gravierenden Auswirkungen auf die Sammlungseffizienz haben.

	Maximalwert	Minimalwert
Magnet	20 Gauss	30 Gauss
Kathode	−40 V	−60 V
Elektrode 1	−35 V	−15 V
Elektrode 2	−30 V	−15 V
Elektrode 3	−104 V	−100 V
Fokuselektrode	−70 V	0 V

Tabelle 1: Optimale Bereiche für die einzelnen Elektroden und das magnetische Feld

## 8 Ausblick

Wie schon im vorherigem Kapitel angekungen, wird der in dieser Arbeit beschriebene Detektor noch einmal überarbeitet werden. Für weitere Testmessungen wird der Aufbau in einer neuen Vakuumkammer installiert. Damit soll das Problem der ungenauen und streuenden Beleuchtung der Kathodenplatte behoben werden, indem die Kathode nicht mehr von einer im Aufbau angebrachten UV-LED beleuchtet wird, sondern durch ein Fenster auf Höhe der Kathodenplatte von einer externen UV-LED. Von dieser externen UV-LED soll ein Teilstrahl auf einen definierten Bereich der Kathodenplatte geleitet werden und ein anderer Teilstrahl zur Überprüfung der Stabilität der LED-Intensität genutzt werden. Mit Hilfe dieses Aufbaus wird eine deutliche Reduktion des Untergrunds erwartet, sodass die erwünschten Ereignisse besser von Fremdelektronen oder -photonen unterschieden werden können.

Desweiteren sollen die beiden Magnetspulen, die für die magnetische Führung der Elektronen verantwortlich ist, ausgetauscht und durch eine kleinere Spule ersetzt werden. Diese Erneuerung hätte den Vorteil, den Elektronenstrahl besser auf den Detektor fokussieren zu können, um damit eine höhere Sammlungseffizienz zu erreichen.

Insgesamt wird das Konzept des hier beschriebenen Desktopsystems beibehalten, und die Ergebnisse dieser Arbeit werden im Wesentlichen auch auf das neue System anwendbar bleiben.

## 9 Anhang

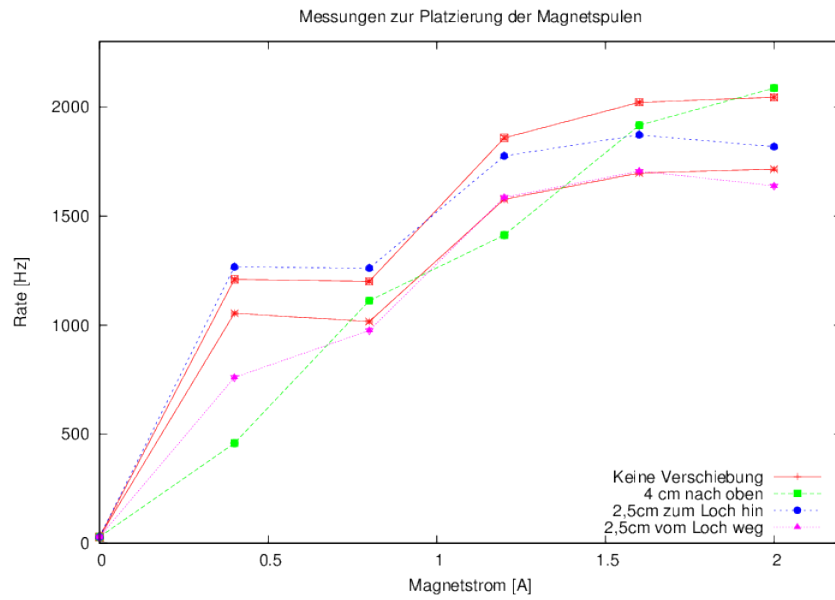


Abbildung 24: Messungen zur Verschiebung der Magnetspulen

## Literatur

- [1] [https://www.gsi.de/fileadmin/Beschleuniger/Bilder/BeschlAnlage\\_ESR\\_01.gif](https://www.gsi.de/fileadmin/Beschleuniger/Bilder/BeschlAnlage_ESR_01.gif)
- [2] [http://kompendium.infotip.de/files/wdb/GRAFIK/2800\\_KOMPONENTEN/2815\\_03\\_BILDSSENSOREN/ABB\\_2815\\_06\\_03\\_MCP.gif](http://kompendium.infotip.de/files/wdb/GRAFIK/2800_KOMPONENTEN/2815_03_BILDSSENSOREN/ABB_2815_06_03_MCP.gif)
- [3] *MCP detector with timing anode Manual for MCP ToF detector DET 40/75. : MCP detector with timing anode Manual for MCP ToF detector DET 40/75*
- [4] HENKE, B. L. ; SMITH, J. A. ; ATTWOOD, D. T.: 0.1–10keV xray-induced electron emissions from solids— Models and secondary electron measurements. In: *Journal of Applied Physics* (1977)
- [5] HENKE, Burton L.: X-Ray spectroscopy in the 100-1000eV region. In: *Nuclear Instruments & Methods 177 (1980) 161-171 North-Holland Publishing Company* (1980)
- [6] MARQUES, J.P. ; PARENTE, F. ; INDELICATO, P.: Hyperfine quenching of the  $1s^2 2s 2p^3 P_0$  level in berylliumlike ions. In: *Phys. Rev. a 47, 929* (1993)
- [7] WINTERS, D. F. A. ; KÜHL, Th. ; SCHNEIDER, D.H. ; INDELICATO, P. ; REUSCHL, R. ; SCHUCH, R. ; TH. STÖHLKER, E. L.: Laser spectroscopy of the  $(1s^2 2s 2p) \ ^3P_0 - ^3P_1$  level splitting in Be-like krypton. In: *IOP Publishing Physica Scripta* (2011)